



TITLE:

16. 周期的s-d模型における超伝導 (基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告)

AUTHOR(S):

加藤, 勝; 恒藤, 敏彦

CITATION:

加藤, 勝 ...[et al]. 16. 周期的s-d模型における超伝導(基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告). 物性研究 1986, 47(2): 179-183

ISSUE DATE:

1986-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92333>

RIGHT:

次に考察すべき興味ある問題である。また非磁性不純物に限らず、磁性不純物が、超伝導に与える効果も、A G理論とは全く違った様相が、短いコヒーレンス長の場合には予想される。

参考文献

- 1) A. Abrikosov and L. P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP **10** (1960) 593.
- 2) F. J. Ohkawa and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 4344.
- 3) K. Ueda and T. M. Rice, *Theory of Heavy Fermions and Valence Fluctuations*, ed. T. Kasuya and T. Saso (Springer, 1985) p. 267.
- 4) M. Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) No. 10.

16. 周期的 s-d 模型における超伝導

京大・理 加藤 勝, 恒藤 敏彦

1. 導 入

重い電子系における超伝導について、異方的 s 波, p 波の可能性が周期的 Anderson 模型をもとに議論されてきたが、ここでは周期的 s-d 模型をもとにして、単純な s 波の Cooper 対を考えて、局在 moment の超伝導への影響を調べる。

2. モ デ ル

周期的 s-d 模型において s-d coupling が反強磁性的で、伝導電子の transfer energy より大きな場合には、moment の自由度による一粒子励起は容易に求められるので、非現実的ではあるが一つの model として強結合極限を考える。

tight binding 近似で周期的 s-d 模型を扱うが、広い s-band が存在するためには、局在 moment がない site が必要であり、図 1 にある 2 次元の格子を考え、 $J/W_1 \ll 1$, $J/W_2 \gg 1$ とする。

$$\mathcal{H} = -W_1 \sum_{(i,j)} C_{Ai\sigma}^+ C_{Aj\sigma} - W_2 \sum_{(i,j)} (C_{Ai\sigma}^+ C_{Bj\sigma} + \text{h.c.}) + J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_{Bi} \quad (1)$$

局在 moment がある site では、moment と電子の spin との coupling により、8 つの固有

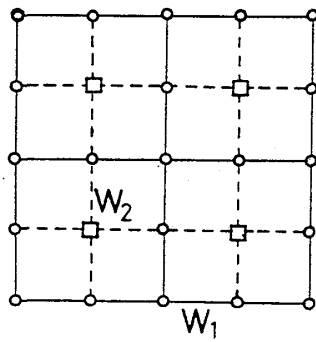


図1 モデルとする2次元格子
 \square : Spinのある site (A)
 \circ : Spinのない site (B)

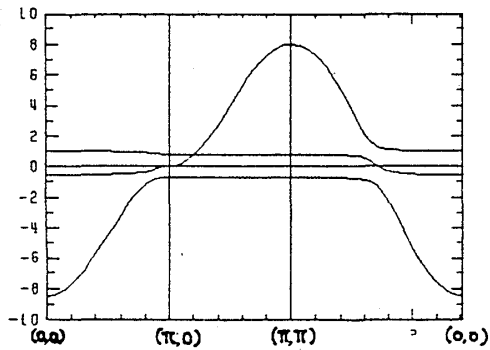


図2 一粒子励起スペクトル ($\mu=0$)

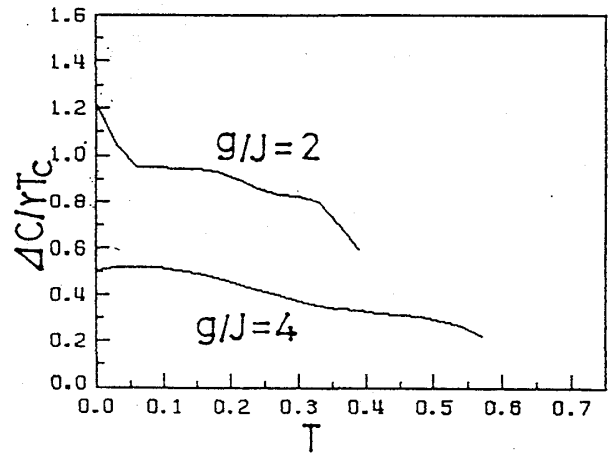


図3 normal 状態の比熱 ($\mu=0$, $\mu=0.39$)

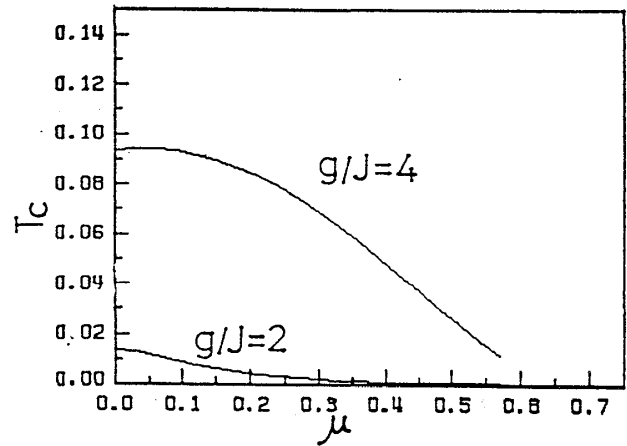


図4 超伝導転移温度 (2つの引力について、
 化学的 potential の関数として表わして
 ある。

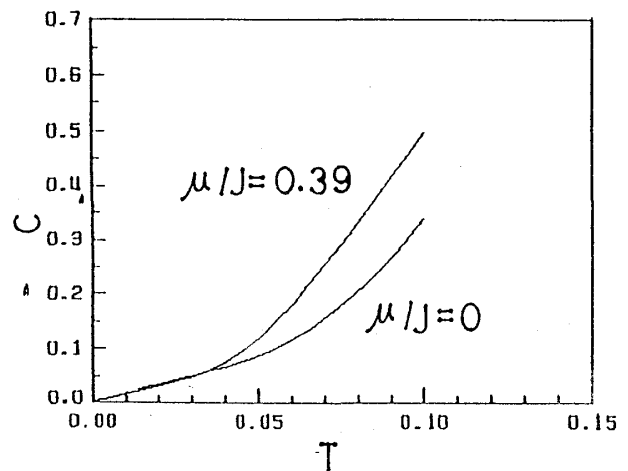


図5 比熱のとび

状態 (Singlet, triplet, 2つの doublet) がある。他 Site との transfer 項は, これら状態間の遷移を引き起こす。doublet 状態を番号付けし, Singlet を真空として生成演算子を a_{mi}^+ ($m = 1, 2, 3, 4; i$; Site 番号) とすると, triplet 状態は, 1, 2, 3, 4 の bound state として記述される。 (a_{mi}^+ は反交換関係をみたす。)

$$\left\{ \begin{array}{ll} t_1 & |10\uparrow\rangle \quad a_3^+ a_1^+ |S\rangle \\ t_0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |10\downarrow\rangle + |01\uparrow\rangle \} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (a_3^+ a_2^+ + a_4^+ a_1^+) |S\rangle \\ t_{-1} & |01\downarrow\rangle \quad a_4^+ a_2^+ |S\rangle \end{array} \right. \quad (2)$$

他の doublet の pair は禁止されるので, a を用いて Hamiltonian を書き直せば,

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -W_1 \sum_{(i,j)} c_{Ai\sigma}^+ c_{Aj\sigma} - \frac{W_2}{\sqrt{2}} \sum_{(i,j)} \{ -c_{Ai\downarrow} a_{1j} + c_{Ai\uparrow} a_{2j} + c_{Ai\uparrow} a_{3j} \\ & + a_{Ai\downarrow}^+ a_{4j} + \text{h.c.} \} - (W_2 - \frac{W_2}{\sqrt{2}}) \sum_{(i,j)} \{ -c_{Ai\downarrow} a_{1j} n_3 + c_{Ai\uparrow} a_{2j} n_4 \\ & + c_{Ai\uparrow} a_{3j} n_1 + c_{Ai\downarrow} a_{4j} n_2 + \text{h.c.} \} - \frac{2}{3} \epsilon_0 \sum_i \{ a_{3i}^+ a_{1i}^+ a_{1i} a_{3i} \\ & + a_{4i}^+ a_{2i}^+ a_{2i} a_{4i} + \frac{1}{2} (a_3^+ a_2^+ + a_4^+ a_1^+) (a_2 a_3 + a_1 a_4) \} \\ & + \sum_i U \{ \hat{n}_1 \hat{n}_2 + \hat{n}_3 \hat{n}_4 + \frac{1}{2} (a_3^+ a_2^+ - a_4^+ a_1^+) (a_2 a_3 - a_1 a_4) \\ & + \epsilon_0 \sum_i (\hat{n}_1 + \hat{n}_2 + \hat{n}_3 + n_4) \end{aligned} \quad (3)$$

となり, $U \rightarrow \infty$ の極限をとる。

3. 超伝導状態

energy が高く, また singlet からは transfer 項の 2 次摂動まで取り入れねば生じない triplet 状態を無視すれば, 一粒子励起 spectrum は図 2 の様になり, normal 状態の比熱は図 3 に示してある。s 波の超伝導のみを考え, 伝導電子間に on-site で引力が働くとする。局在 moment がある site では, 引力は単に doublet 間に energy 差を生じさせるのみで, 1, 2, 3, 4 間の pairing は引き起こさない。

1. $|00\uparrow\rangle \quad \varepsilon_0 + \mu$
 2. $|00\downarrow\rangle \quad \varepsilon_0 + \mu$
 3. $|11\uparrow\rangle \quad \varepsilon_0 - \mu - g$
 4. $|11\downarrow\rangle \quad \varepsilon_0 - \mu - g \quad (g \text{ は引力の大きさ})$
- (4)

以下、化学 potential を変化させて、局在 moment による励起の超伝導への影響をみるが、局在 moment のある site 上の引力は、化学 potential を変化させることに等しいので、局在 moment のない site 上の引力のみを考える。

BCS 近似を行えば、gap 方程式は

$$\frac{1}{g} + I_1(T) = 0$$

$$I_1 = \frac{-1}{2\pi i} \int_c dz f(z) \sum_k \frac{\{z^2 - (\varepsilon_0 - \mu)^2\} \{z^2 - (\varepsilon_0 + \mu)^2\}}{(z^2 - \alpha)(z^2 - \beta)(z^2 - \gamma)}$$
(5)

($\pm\sqrt{\alpha}$, $\pm\sqrt{\beta}$, $\pm\sqrt{\gamma}$: 励起スペクトル)

となる。また比熱のとびは、

$$\Delta c = \frac{T_c}{2T_2} \left(\frac{dT_1}{dT} \right)^2 \Big|_{T=T_c}$$

$$T_2 = \frac{-1}{2\pi i} \int_c dz f(z) \sum_k \frac{\{z^2 - (\varepsilon_0 - \mu)^2\}^2 \{z^2 - (\varepsilon_0 + \mu)^2\}^2}{(z^2 - \alpha)^2 (z^2 - \beta)^2 (z^2 - \gamma)^2}$$
(6)

となる。図4、図5に T_c と比熱のとびが示してある。化学 potential が大きくなり、Fermi 面が spectrum の flat な部分に近づくと、 T_c が急激に減少し、比熱のとびは BCS 値より小さくなることがわかる。また引力が大きな場合には、 T_c は高くなるが、moment からなる準粒子が熱的に励起され Cooper 対を占める割合が大きくなって比熱のとびは小さくなる。

4. ま と め

周期的 s-d 模型で s 波超伝導を考えた場合、局在 moment の影響は、flat な band をつくるにもかかわらず、超伝導への不安定性を抑えて T_c を下げ、更にその準粒子は Cooper 対をつくる秩序化による entropy の減少に寄与しないため比熱のとびは normal 状態の比熱に対して通常の超伝導よりも小さくなることにある。

triplet 状態をとり入れると、反強磁性対超伝導の競合が記述できる。おそらく超伝導を壊わすと予想されるが、今後の課題である。

17. Group Theoretical Analysis of the Lattice Distortion in Anisotropic Supereconductivity

京大・理 尾 崎 正 明

heavy fermion 系の超伝導は BCS 型以外の pairing の可能性が云々されている。今まで Cubic, hexagonal, tetragonal 対称性を持つ系で spin-orbit coupling が強い場合^{1), 2)}, 弱い場合³⁾について可能な pairing の type が分類されている。

最近 Joynt と Rice⁴⁾ は condensation energy

$$E_C = -\frac{1}{4} \sum_k \delta(\epsilon_k - \mu) \text{Tr} [\Delta^+(\mathbf{k}) \Delta(\mathbf{k})] \quad (1)$$

は gap 関数 $\Delta(\mathbf{k})$ が大きくなる方向に状態密度が大きくなるように格子変形をおこすとエネルギーが下り安定化することを簡単なモデルで具体的に示した。

本報告では Anisotropic な superconductivity に伴って生じる可能な格子変形のタイプを一般的に群論的に導く。以下の議論では、系は Cubic symmetry を持ち、Spin-orbit coupling は強いものとする。

この場合、order parameter は次式で与えられる。

$$\Delta(\mathbf{k}) = \sum_i \lambda_i d(\Gamma; i) \quad (2)$$

ここで $d(\Gamma; i)$ は O の irreducible representation. (以下“rep”と略す) Γ に属する basis function で文献^{1), 2)} に与えられている。 λ_i は complex number であり order parameter は $\{\lambda_i\}$ によって指定される。系の持つ対称性の群 G_0 は

$$G_0 = \{ p u(p) \tilde{\varphi}, t p u(p) \tilde{\varphi} \mid p \in O \} \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 $p \in O$ は cubic point group の要素、 $u(p)$ は p と同じ方向、角度のスピンの回転である。 $\tilde{\varphi}$ は $e^{i\varphi}$ なる phase change t は time reversal を示す。 $\{\lambda_j\}$ は G_0 に対